PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 48. 1. September 1900. I. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
C. Forch, Blitzaufnahmen mit bewegter Camera. S. 541.
P. Zeeman, Ein Experiment über die sogenannte anomale Fortpflanzung von Wellen. S. 542.
C. Fritsch, Eine neue Spaltvorrichtung an Spektralapparaten. S. 543.
E. B. Hall, Über das Wärmeleitungsvermögen von Eisen. S. 544.

Referate über die Berichte des Internationalen Physikerkongresses zu Paris:
G. Gouy, Über die Etalons der elektromotorischen Kraft. S. 547.
H. Nagaoka, Magnetostriktion. S. 547.
E. Mathias, Die Methoden zur Bestimmung der kritischen Konstanten und die Resultate, welche dieselben geliefert haben. S. 550.
Th. Schwedoff, Die Starrheit der Flüssigkeiten. S. 552.

Referate:
Der Telephonograph. S. 554.

Besprechungen:
J. Panaotović, Chemisches Hilfsbuch. S. 556.
R. Ed. Liesegang, Photographische Physik. S. 556.

Personalien. S. 556.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Blitzaufnahmen mit bewegter Camera.

Von C. Forch.

F. H. Glew kommt in Eders Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik auf die Frage, in wie weit die mit bewegter Camera erhaltenen vielfachen Blitzbahnen ihren Ursprung der Bewegung der Camera oder einer Windverschiebung der Blitzbahn verdanken (l. c. S. 360). Ich habe im Juli 1899 gelegentlich eines sehr starken am Abend bei noch nicht völliger Dunkelheit niedergehenden Gewitters Aufnahmen erhalten, welche ausser den Blitzen gleichzeitig aufgezeichnete Gebäudeumrisse aufweisen. Die Camera war gegen die Brust gelehnt, machte mithin die Atembewegungen und etwaige andere Körperbewegungen mit. Bei einer der so erhaltenen Aufnahmen ist die Breite der Blitzbahn völlig gleich der Verschiebung der Gebäudeumrisse (Fig.) Bei einer anderen Aufnahme sind die letzteren nur sehr wenig unscharf, die Blitzbahn aber etwa eben so breit wie bei der ersten Aufnahme. Eine dritte Platte zeigt die Gebäude scharf, zwei Blitzbahnen ebenfalls scharf und einfach; bei dieser Aufnahme war die Camera auf eine Fensterbank aufgelegt.

Aus der zweiten Platte lassen sich völlig einwandfreie Schlüsse nicht ziehen, da es möglich ist, dass die der ersten Entladung folgenden zu lichtschwach waren, um die Gebäude so hell zu erleuchten, dass sie photographiert werden konnten. Nur die erste Entladung mag dazu hingereicht haben. Doch ist es im höchsten Masse wahrscheinlich, dass bei der im Augenblick des Blitzes verhältnismässig ruhig gehaltenen Camera nur durch Windverschiebung die Blitzbahn breitgezeichnet bezw. die einzelnen Entladungen getrennt wurden.

Aus der ersten Platte lässt sich aber mit völliger Sicherheit ableiten, dass in dem vorliegenden Falle die Entladungen photographisch durch Bewegung der Camera getrennt wurden und die Breite der Blitzbahn einzig der Grösse dieser Bewegung entspricht. Dem entsprechend ergiebt die 3. Platte bei ruhiger Camera einfache Blitzbahnen.

Es dürften also die beiden Ursachen, Windverschiebung der Blitzbahn und Bildverschiebung durch Bewegung der Camera, bei den vorliegenden Aufnahmen zur Geltung gekommen sein.

Darmstadt, August 1900.

(Eingegangen 16. August 1900.)

Ein Experiment über die sogenannte anomale Fortpflanzung von Wellen.

Von P. Zeeman.

1. Betrachten wir ein Bündel monochromatischen Lichtes. Es mögen S und S' zwei Wellenebenen sein, deren Abstand nach der gemeinschaftlichen Normalen gemessen z sei; es sei weiter $f(t)$ die Gleichgewichtsstörung auf S, so ist in vielen Fällen, ohne Rücksicht auf einen Amplitudenfaktor, die Gleichgewichtsstörung in S' $f\left(t - \frac{z}{V}\right)$, woselbst V die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes ist.

Es ist von Gouy[1]) entdeckt worden, dass wenn eine Welle durch einen Brennpunkt oder eine Brennlinie geht, z um $\frac{\lambda}{2}$ resp. $\frac{\lambda}{4}$ vermindert werden muss. Man hat dies wohl auch in der Weise ausgedrückt, dass die Wellen sich in der Nähe eines Brennpunktes schneller fortpflanzen (im Brennpunkt selbst sogar mit unendlicher Geschwindigkeit), wodurch sie $\frac{\lambda}{2}$ resp. $\frac{\lambda}{4}$ in der Phase voreilen auf einer Bewegung mit der konstanten Geschwindigkeit V. Gouy nennt diese eigentümliche Fortpflanzung periodischer Störungen eine anomale. Das Gouysche Theorem wurde von ihm selbst für Schallwellen bewiesen; für Lichtwellen gab V. A. Julius[2]) die Erklärung aus der Elastizitätstheorie. Experimentell bewies Gouy sein Theorem für Lichtwellen durch Wiederholung des Spiegelversuches von Fresnel mit einem konkaven und einem ebenen Spiegel; Joubin[3]) verdanken wir eine Bestätigung mit Hilfe des Newtonschen Farbenglases.

Ich möchte mir erlauben, hier eine Anordnung zu beschreiben, welche die anomale Fortpflanzung durch einen Brennpunkt sehr schön zu beobachten gestattet, die ich bis jetzt nur kurz holländisch publiziert habe.[4])

2. Einer Beschreibung dieses Experimentes möchte ich jedoch für Kugelwellen eine kurze Ableitung des Gouyschen Theorems aus der elektromagnetischen Lichttheorie vorangehen lassen, die sich an Hertz Behandlung des elektrischen Vibrators anschliesst.

Man kommt nämlich den Umständen unseres optischen Experimentes wohl am nächsten, wenn man diejenige Kraftverteilung betrachtet, wie sie etwa ein schwingender magnetischer Doppelpunkt hervorruft, eine Bemerkung, welche ich der Liebenswürdigkeit des Herrn van der Waals verdanke.

Man denke sich kreisförmige elektrische Kraftlinien in Ebenen senkrecht zur y-Achse, während die magnetischen Ströme in keilförmigen Blättern herumlaufen, welche mit ihrer Kante in der y-Achse liegen. Es sei r der Abstand eines Punktes vom Koordinatenursprung, ψ eine Funktion von y, r, t, welche der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = V^2 \Delta \psi \tag{1}$$

genügt.

Wir betrachten nur die elektrische Kraft R (X, Y, Z).

Das System

$$X = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad Y = 0, \quad Z = \frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{2}$$

bezeichnet dann eine mögliche Lösung der Hertz-Heavisideschen Gleichungen und es wird

$$R = \sqrt{X^2 + Z^2} = \frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r}. \tag{3}$$

Wir setzen nun für eine divergente Welle

$$\psi = \frac{A}{r} \sin (n t - m r), \tag{4}$$

woselbst

$$n = \frac{2\pi}{T}, \qquad m = \frac{2\pi}{\lambda}$$

(3) genügt der Gleichung (1), sobald

$$\frac{n}{m} = \frac{\lambda}{T} = \text{der Lichtgeschwindigkeit } V \text{ ist.}$$

Aus (3) geht hervor, dass einerseits die elektrische Kraft dem Sinus des sphärischen Abstandes zwischen der y-Achse und r, anderseits $\frac{\partial \psi}{\partial r}$ proportional ist.

Es ist also die Änderung von R mit r bestimmt durch

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = -\frac{A}{r^2} \sqrt{\left(1 + \frac{4\pi^2 r^2}{\lambda^2}\right)} \sin \left(nt - mr + \operatorname{arc\,tg} \frac{2\pi r}{\lambda}\right). \tag{5}$$

Für eine konvergierende Welle wird:

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = -\frac{A}{r^2} \sqrt{\left(1 + \frac{4\pi^2 r^2}{\lambda^2}\right)} \sin \left(nt + mr - \operatorname{arc\,tg} \frac{2\pi r}{\lambda}\right). \tag{6}$$

Liegen zwei Punkte A und B in Abständen r_1 und r_2 auf verschiedenen Seiten vom Fokus, so ist deren Distanz $r_1 + r_2$, die Phasendifferenz der elektrischen Kraft in diesen Punkten gemäss (5) und (6)

1) Gouy. Sur la propagation anomale des ondes. Ann. de Chim. et de Phys. (6) **24**, 145. 1891.
2) V. A. Julius. Archiv. Neerl. **28**, 226. 1895.
3) Joubin. Comptes Rendus. **115**, 932. 1892.
4) Zeeman. Verslagen Afd. Natuurkunde. Akad. Amsterdam. p. 11, Mei 1897.

$$\left(\frac{2\pi r_1}{\lambda} - arc\,tg\,\frac{2\pi r_1}{\lambda}\right) + \left(\frac{2\pi r_2}{\lambda} - arc\,tg\,\frac{2\pi r_2}{\lambda}\right),$$

also einen Phasenverlust von

$$arc\,tg\,\frac{2\pi r_1}{\lambda} + arc\,tg\,\frac{2\pi r_2}{\lambda}.$$

Schon für $r_1 = r_2 = \lambda$ entspricht dies einem Phasenunterschied von beinahe einer halben Wellenlänge.

Man kann sich Oberflächen konstruiert denken, auf denen für einen bestimmten Wert von t die Phase der elektrischen Kraft konstant ist.

Man kann sich dann die Frage stellen, um welchen Betrag r sich ändern muss, damit die Phase sich nicht ändere, falls t den Zuwachs dt erfährt; man bekommt dann $\frac{dr}{dt}$, eine Grösse, welche man Phasengeschwindigkeit nennen kann und die im Allgemeinen nicht gleich ist der Grösse V [der Gleichung (1)], welche immer die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Grenze der Störung darstellt.[1])

Die Phasengeschwindigkeit wird in unserem Falle

$$\frac{dr}{dt} = V\left(1 + \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right)$$

also wenn r unendlich klein im Verhältnis zu λ, unendlich, und für sehr grosse Werte von r wiederum V.

3. Zur experimentellen Bestätigung der Phasenänderung einer halben Wellenlänge bediene ich mich einer plankonvexen Linse aus Kalkspat, in welcher die optische Krystallaxe in der ebenen Seitenfläche der Linse liegt. Es hat dieselbe natürlich zwei verschiedene Brennpunkte für die ordinären und extraordinären Strahlen. Bei der mir von Steeg und Reuter angefertigten Linse befinden sich die Brennpunkte in Abständen von 33 resp. 44 cm von derselben. Es war der Durchmesser der Linse etwa 28 mm.

Wird eine solche Linse zwischen zwei gekreuzten oder parallele Nikols aufgestellt, so kann man ein System konzentrischer Ringe beobachten, ähnlich dem Newtonschen, aber in der Ursache davon verschieden. Falls die optische Axe in der Linse einen Winkel von 45° mit den Hauptschnitten der Nikols einschliesst, sind die Ringe am schönsten.

Bei Benutzung eines ausgedehnten Lichtbündels ist das Ringsystem auf der Linse lokalisiert, bei punktförmiger Lichtquelle aber ist es in jedem Punkte des Raumes sichtbar. Indessen lassen sich die Ringe nur dann gut beobachten, wenigstens bei Benutzung weissen oder nicht sehr monochromatischen Lichtes, falls die Phasendifferenz der beiden aus der Linse tretenden Bündel klein bleibt. Ohne aber mit Rücksicht darauf die Linse äusserst dünn zu machen, kombiniert man besser mit einer dickeren Linse eine planparallele Kalkspatplatte, parallel der optischen Axe. Es werden die Hauptrichtungen der Platte gegen diejenigen der Linse um 90° gedreht. Durch Drehung dieser Hülfsplatte um eine der Hauptrichtungen kann man im Mittelpunkte der Linse jeden gewünschten Phasenunterschied hervorbringen und das Ringsystem so deutlich wie möglich machen. Je nach der optischen Dicke der Kombination kann nun der Mittelpunkt des Systems weiss oder dunkel gemacht werden, wenn man ihn zwischen den Brennpunkten beobachtet, er ist dann nach den Gouyschen Theorem ausserhalb dieser Punkte dunkel oder weiss.

Als Lichtquelle benutzte ich eine sehr feine mit Kalklicht bestrahlte Öffnung. Die Linse war in einer Distanz von etwa 2,5 m von der Lichtquelle aufgestellt. Linse, Hülfsplatte, Analysator und Lupe (Vergrösserung 8-fach) befanden sich auf einer optischen Bank. Mit weissem Lichte liess sich eine grosse Anzahl von Ringen beobachten, und was gewiss bemerkenswert ist, es liess das Ringsystem sich bis ganz nahe an die Brennpunkte verfolgen.

Es lassen sich leicht weitere Modifikationen des Versuches erhalten, z. B. durch Erzeugung zirkularpolarisierten Lichtes im Mittelpunkte. Ich möchte dies jedoch nicht weiter ausführen.

Amsterdam, August 1900.

(Eingegangen 19. August 1900.)

1) D. P. Moll. Het beginsel van Huygens. Inaug. Diss. Utrecht 1900.

Eine neue Spaltvorrichtung an Spektralapparaten.

Von Carl Fritsch.

Einen der wichtigsten Bestandteile an Spektrometern und Spektrographen bildet der Spalt. Von der Güte desselben ist man sehr abhängig, namentlich ist ein guter Spalt für eine gute photographische Aufnahme des Spektrums eine unerlässliche Bedingung. Gute Metallspalte durch Einschleifen der gegenüberstehenden Ränder herzustellen, bietet dem Feinmechaniker oft grosse Schwierigkeiten, besonders wenn der Spalt eine grössere Länge haben muss, wie es bei Spektrographen erforderlich ist, wenn man mit dem auszumessenden Spektrum ein Vergleichsspektrum aufnehmen will.

Exner & Haschek[1]) umgingen den gewöhnlich gebräuchlichen aus zwei verstellbaren

1) Wien. Sitz.-Ber. **104**, 2, 1895.

Metallbacken hergestellten Spalt, indem sie auf einer Quarzplatte zwei Stanniolstreifen in einem sehr kleinen, gegenseitigen Abstande befestigten. Ihre Spaltbreite betrug 0,012 mm. In folgendem soll eine Spaltherstellung beschrieben werden, die mit hoher Exaktheit die Vorzüge der leichteren Herstellung verbindet. Wenn man auf einen Spiegel (Silberbeleg auf Glas), in dessen Belegung ein sehr feiner Schnitt gezogen ist, Licht auffallen lässt, so wird dasselbe nur durch die Stelle, an der die Belegung fehlt, hindurchgehen, überall sonst aber reflektiert. Nach diesem Prinzipe gelang es sehr gute Spalte, und namentlich solche von grösserer Länge, herzustellen.

Righi verwandte derartige durch einen sehr schmalen Zwischenraum von einander getrennte Silberbelege als Resonatoren für elektrische Schwingungen.[1])

Zur Herstellung der Spalte verwandte ich teils käufliche Silberspiegel, teils stellte ich mir dieselben nach Böttchers Verfahren auf Spiegelglas oder auf Quarzplatten (zu photographischen Aufnahmen des Ultraviolett) selbst her.

Der Schnitt selbst wurde mittels eines geeignet geschliffenen, messerförmigen Stahles oder einer Stahlspitze gezogen. Um die Bedingungen für eine gute Schnittführung variieren zu können, wurde die Glasplatte auf dem Support einer Drehbank geeignet befestigt und konnte unter der Schneide, die sich in einem einfachen Hebelwerk um die Kernerspitzen der Bank drehen liess, durchgezogen werden. Die geeignete Belastung der Schneide liess sich so gut ausregulieren. Von letzterer, sowie von der Schärfe und dem Winkel der Schneide und der Art der Versilberung, ist die gute Herstellung des Spalts abhängig.

Righi stellte die feinsten Schnitte in der Versilberung mittelst eines Diamanten statt mittelst eines Stahles her; die so erzeugten Spalte zeigten unter dem Mikroskope eine gleichförmige Breite und ganz geradlinige Ränder. Stahlspitzen und Stahlschneiden lieferten ihm immer Einschnitte, die sich unter dem Mikroskope wie ein breiter unregelmässiger Riss in der Silberfläche ausnahmen.

Da jedoch stets ein Einschneiden des Diamanten in das Glas, das die Versilberung trägt, zu befürchten ist, sind Stahlschneiden mehr zu empfehlen, obwohl mit denselben nicht stets die gleichen Resultate zu erzielen sind.

Es gelang jedoch hiermit Spalte herzustellen, die unter dem Mikroskope bei einer etwa 300-fachen Vergrösserung durchaus gleiche Breite und hinreichend gerade Ränder zeigten. Immerhin ist man etwas vom Zufall abhängig. Spalte von etwa $^1/_{100}$ mm Breite herzustellen, gehört noch nicht zu dem schwierigsten.

Bei Anwendung einer derartigen Breite lagern sich bei Anwendung eines einzelnen Crownglasprismas die beiden D-Linien nicht mehr übereinander, sondern sind scharf getrennt nebeneinander zu sehen.

Der Nachteil, dass diese Spalte nicht verstellbar sind, wäre vielleicht in der Art zu umgehen, dass man einige Spalte von verschiedener Breite auf eine Spiegelglasplatte zieht, die am Kollimatorrohr vor einer etwa 1—2 mm breiten Blende verschiebbar angebracht ist.

Mit derartigen Spalten in einem Ederschen Quarzspektrographen gelang es mir Photographien von ultravioletten Funkenspektren zu erhalten, die denen von Herrn Eder veröffentlichten an Schärfe vollkommen gleichwertig sind.

Darmstadt, Physikalisches Institut der technischen Hochschule, August 1900.

(Eingegangen 18. August 1900.)

1) Righi, Optik der elektrischen Schwingungen, 22 ff.

Über das Wärmeleitungsvermögen von Eisen.

Von Edwin H. Hall.[1])

Kürzlich gelegentlich einer sorgfältigen Prüfung der Zahlen, die in Landolt und Börnsteins Tabellen und in Winkelmanns Handbuch für das Wärmeleitungsvermögen k und dessen Temperaturkoeffizienten α von Schmiedeeisen gegeben werden, fand ich zu meinem Erstaunen viele Ungenauigkeiten und Unklarheiten (besonders in Winkelmann). Ich sah mich daher veranlasst, eine einigermassen kritische Zusammenfassung über die Methoden und Resultate zu schreiben, die in diesem zwar beschränkten aber doch viel bearbeiteten Felde der Forschung vorliegen. Ich fühlte mich umsomehr hierzu veranlasst, weil eben die meisten neueren in England publizierten Bücher noch der alten Gewohnheit huldigen, die Resultate von Forbes so hinzustellen, als ob sie einzig und allein speziell der Erwähnung wert wären, trotzdem diese Resultate für die bekanntesten seiner Stäbe seitdem lange durch Arbeiten mit demselben Stab und in demselben Laboratorium widerlegt und auch überholt worden sind.

Holborn und Wien[2]) veröffentlichten zwar vor ein Paar Jahren die Resultate einer Diskussion, die der meinen ziemlich ähnlich ist. Die Diskussion selbst wurde jedoch nicht mit herausgegeben. Überdies finde ich, dass in einer Anzahl von Einzelheiten (besonders bezüglich des Wertes α) unsere Resultate nicht übereinstimmen. Zu den interessantesten Er-

1) Ausführlich in Physic. Review **10**, 277, 1900.
2) Zeitschr. Ver. Deutsch. Ingen. **1896**. 40.

gebnissen der vorliegenden Zusammenstellung gehört folgendes: Angström lief bei der Ermittelung von k ein grober, jedoch sehr einfacher Rechenfehler unter, der mehr als ein Menschenalter lang überall auf Angströms Autorität hin wieder citiert wurde. Ferner beziehen sich „Schmiedeeisen" (Forbes) und „Eisen gekühlt" und „Eisen gewöhnlich" (Mitchell) [erwähnt in Landolt und Börnstein] auf ein und dasselbe Eisenstück.

In der folgenden kritisch gesichteten Tabelle sind ausser k, dem Wärmeleitungsvermögen noch $\varkappa$ das elektrische Leitvermögen und die Dichte ϱ nach den in den jeweiligen Originalarbeiten angegebenen Werten eingefügt.

Beobachter	ϱ	$\varkappa \cdot 10^7$	k
Beobachtung des stationären Zustandes mit äusserer Leitung.			
Forbes	7,79	?	0,207(?) bei 0° C. (s. Mitchell).
Mitchell	7,79	?	0,1509 (?) bei 0° C. (spez. W. unsicher).
Stewart	7,556	?	0,175 (?) bei 0° C.
Methoden, basierend auf periodischen Temperaturänderungen.			
Angström	?	?	0,1655 (?) bei 0° C. (spez. W. unsicher.)
Neumann	7,74	?	0,1637 (?) bei ?.
H. Weber	7,761	604 bei 44° C.	0,1485 bei 39° C.
Beobachtung des Steigens oder Fallens der Temperatur bei innerer und äusserer Leitung.			
Lorenz	7,828	1037,4 bei 0° C.	0,1665 bei 0° C.
Beglinger	7,74	?	0,130 (?) bei ?°. Ungenaue Methodik.
Beobachtung des stationären Zustandes mit Schutzring oder Umhüllung.			
Berget	?	941 bei 15° C.	0,1587 bei 15° C.
Hall	7,785	817 bei 18° C.	0,1528 bei 28° C.
Temperaturkoeffizient von k.			
Lorenz	$\alpha = 0{,}0002282$		
Hall	$\alpha = 0{,}0003$ oder etwas weniger.		

Die beiden einzigen Werte für α, die hier beibehalten wurden, waren nach sehr verschiedenen Methoden ermittelt. Sie haben das wichtige gemeinsam, dass bei jedem von ihnen genau dasselbe Stück Metall zur Ermittelung von k bei einer tiefen, wie auch bei einer hohen Temperatur gebraucht wurde. Der ganze Apparat erlitt bei dem Übergang von der einen zur anderen Temperatur in sich keine oder so gut wie keine Änderung.

Bei der Methode von Forbes, die auch Mitchell und Stewart zur Bestimmung von α anwandten, wurde der Wert für k bei hoher Temperatur für das eine Ende des Stabes bestimmt, der für eine tiefere Temperatur für einen anderen Teil desselben, wo das Metall immerhin nicht von genau derselben Beschaffenheit sein konnte. Aus diesem Grunde und aus anderen, die aus meiner ausführlichen Diskussion der Messungen nach Forbes Methode einleuchtend sind, habe ich keinen der nach dieser Methode gewonnenen Werte von α beibehalten.

Der Wert, der aus den Daten von Angström hergeleitet werden könnte, scheint ebenfalls zu unsicher, um ihn in der Tabelle mit aufzuführen.

Wenn man für Schmiedeeisen für hohe Temperaturen $\alpha = -0{,}000\,25$ [1]) setzt, so glaube ich, kann man der Grössenordnung völliges und der ersten Ziffer einiges Vertrauen schenken. k und α haben wir in vier Fällen in C. G. S. Einheiten. Durch Reduktion auf 0° C. unter Benutzung der Formel $\varkappa_0 = k - (1 - 0{,}0051\,t + 0{,}000\,01\,13\,t^2)$ als Temperaturformel für das elektrische Leitvermögen, — 0,000 25 als Wert für α, angenommen, ergiebt sich in den vier Fällen:

Beobachter	ϱ	$\varkappa$	k	$k - \varkappa$
Lorenz	7,828	10374 . 10^{-6}	0,1665	1605
Berget	?	10160 „	0,1593	1568
Hall	7,785	8958 „	0,1539	1716
H. Weber	7,772	7540 „	0,1500	1989

k beträgt im Mittel 0,1574 aus diesen vier Werten. Der Mittelwert, den Holborn und Wien [1]) berechneten, betrug 0,156 (ohne Temperaturangabe). Es ist klar, dass einem Abnehmen der Dichte hier ein Kleinerwerden von $\varkappa$ und k entspricht.

Beglingers Resultate ergaben auch für weiches Eisen, dass einem Abnehmen von ϱ um ein Prozent eine Abnahme von k um mehrere Prozente entsprach. Es würde indes unklug sein, endgültige numerische Schlüsse aus obigen Zahlen zu ziehen, denn alle Werte für $\varkappa$ und k sind in gewissem Grade unsicher, ja sogar Webers ϱ ist etwas zweifelhaft, denn er giebt nicht die Temperatur an, für die $\varrho = 7{,}761$ ist.

Ich habe hierfür die Temperatur 39° C. angenommen, die er als Mitteltemperatur bei der Bestimmung von k angiebt. Wir würden in Bezug auf unsere Schlüsse auf einem sichereren Boden stehen, wenn wir das ϱ für das von Berget benutzte Eisen kennen würden. $\varkappa$ und k dieses Eisens scheinen einer grossen Dichte zu entsprechen.

Wenn schon k bei grösser werdendem ϱ sehr schnell zu wachsen scheint, so wächst indes $\varkappa$ noch viel rascher; wir finden daher mit einer Ausnahme, dass $k - \varkappa$ abnimmt, wenn k wächst. Diese Ausnahme mag ihre nicht klar ersichtliche Ursache haben in der verschiedenen Beschaffenheit der von Lorenz und Berget benutzten Eisensorten. Sie kann auch durch einen Fehler in der Messung des einen oder des anderen

1) Holborn und Wien, l. c. erhalten, indem sie die Werte von α von Mitchell und Stewart beibehalten, als wahrscheinlichsten Wert $\alpha = -0{,}001\,011$.

Forschers begründet sein. Die Bestimmung dieses Verhältnisses auf 1 Prozent genau würde ein sehr schönes Resultat sein. Es dürfte sich übrigens verlohnen, zu untersuchen, welche Werte für dieses Verhältnis für andere Metalle, die Berget und Lorenz untersuchten, von denselben erhalten wurden. Diese Metalle sind Kupfer, Zinn, Blei und Antimon. Messing wurde als zu unsicher in seiner Zusammensetzung ausgelassen.

Da Bergets Zahlen für 15° C. angegeben sind, müssen dieselben auf 0° C. reduziert werden. Am besten thut man, wenn man hierfür den von Lorenz gefundenen Temperaturkoefficienten benutzt. Man bekommt auf diese Weise für $k—\varkappa$ bei 0° C.

	Lorenz:	Berget:
Kupfer	1574	1516
Zinn	1635	1727
Blei	1627	1532
Antimon	2011	1629

Man hat demnach von fünf Fällen vier (Eisen mitgerechnet), in denen die von Berget für $k—\varkappa$ gefundenen Werte kleiner sind als die Lorenzschen. Ich bin deshalb geneigt, die oben erwähnte Ausnahme $k—\varkappa$ für Eisen einen Fehler in der Messung zuzuschreiben und das Abnehmen von $k—\varkappa$ bei wachsenden k für die Regel zu halten.

Ich komme schliesslich zu folgenden Vorschlägen:

1. Wenn für ein Metall das Wärmeleitvermögen bestimmt werden soll, so sollte nicht unterlassen werden, sein elektrisches Leitvermögen und seine thermoelektrische Stellung ebenfalls zu bestimmen. Ebenso sollte, soweit ausführbar, eine möglichst genaue Aufstellung seiner physikalischen und chemischen Eigenschaften gegeben werden.

2. Man sollte nicht allein auf die wahrscheinliche Genauigkeit seiner Methode sehen, sondern auch auf das überzeugende an ihr; damit nicht immerhin exakte Resultate mit Zweifel aufgenommen werden und dadurch vielleicht ihre Wirkung verlieren.

3. Die von Berget angewandten allgemeinen Methoden sind besonders einfach, direkt und einleuchtend; seine wahrscheinlich sehr genaue k-bestimmung für Quecksilber ergiebt für andere Messungen eine festliegende Konstante, mit Hülfe deren man unter Anwendung der Schutzringmethode das Leitvermögen anderer Metalle, unter Aufwendung bedeutend weniger Mühe, bestimmen kann als bei unabhängigen absoluten Messungen.

Ein besonderes schlagendes Beispiel, wie alte Zahlenwerte für das Wärmeleitungsvermögen ohne Kritik verwandt werden, liefert die Arbeit von Liebenow: „Zur Thermodynamik der Thermoketten.“[1]) Liebenow leitet aus seiner Theorie die folgende Formel für die thermoelektromotorische Kraft in irgend einem Metall ab:

$$\frac{dE}{dT} = +2{,}04\sqrt{\frac{R \cdot L}{T}}.$$

Hierin ist:

dE die elektromotorische Kraft in Volt
dT Temperaturdifferenz in Celsiusgraden
R spezifischer Widerstand in Ohm
L Wärmeleitfähigkeit
T absolute Temperatur.

Er sagt nun:

„Für Kupfer erhält man hiernach bei 15° C., wenn man die spezifische Wärmeleitfähigkeit des Kupfers zu 0,7 annimmt

$$\frac{dE}{dT} = +0{,}24\sqrt{0{,}8 \cdot 0{,}0000001635 - 288} = +0{,}00001375 \text{ Volt.}“$$

Warum Liebenow den Wert 0,8 nimmt, sagt er nicht.

Die Werte, die Winkelmann auf Grund verschiedener Autoritäten angiebt, liegen zwischen 0,6296 und 1,11. Aber nachdem Liebenow diesen Wert für Kupfer eingeführt hat, verfährt er merkwürdig weiter. Er berechnet das Wärmeleitvermögen für Eisen, indem er 0,8 mit dem Werte multipliziert, den Wiedemann und Franz für das Wärmeleitvermögen des Eisens, verglichen mit Kupfer, fanden, als wären in den letzten 45 Jahren gar keine Fortschritte zu verzeichnen.

Die Werte für das elektrische Leitvermögen sind von Matthiessen übernommen. Demnach bekommt Liebenow für Eisen

$$\frac{dE}{dT} = +128{,}2 \text{ Mikrovolt},$$

„und man erhält für das Eisenkupferelement: — 9,3 Mikrovolt (d. i. 128,2 — 137,5), was mit den Beobachtungen sehr nahe übereinstimmt.“

Um zu zeigen, welchen Wert Liebenow auf den Fall Eisen-Kupfer legt, will ich noch eine andere Stelle anführen.

„Da der elektrische Strom im Kupfereisenelement unter 276° an der warmen Lötstelle vom Kupfer zum Eisen fliesst, die elektromotorische Kraft des Kupfers aber in diesem Falle grösser ist, als die des Eisens, so folgt, dass die Richtung dieser Kräfte den Wärmestrom entgegengesetzt ist, d. h. die positive Elektrizität wird in diesen Metallen bei ungleichmässiger Temperaturverteilung gegen die warme Stelle getrieben.

Da ferner sämtliche von Matthiessen untersuchten Metalle in der Kombination mit Kupfer kleinere elektromotorische Kräfte ergeben, als

1) Wied. Ann. **68**, 316. 1899.

137,5 Mikrovolt, so muss man schliessen, dass alle Metalle bei ungleichmässiger Erwärmung am warmen Ende positiv elektrisch werden."

Doch betrachten wir, wie die Sache sich verhält unter Benutzung der vorzüglichen Resultate von Lorenz und Berget, die in Bezug auf Wiedemann jüngeren Datums sind.

Nach den Zahlen von Lorenz erhält man für Kupfer bei 0° C.

$$\frac{dE}{dT} = 2{,}04 \sqrt{\frac{RL}{T}} = 2{,}04 \sqrt{\frac{k}{\varkappa T}} 10^{-9} =$$

0,0001549 Volt.

Für Eisen bei derselben Temperatur

$$\frac{dE}{dT} = 2{,}04 \sqrt{\frac{k}{\varkappa T}} 10^{-9} = 0{,}0001564 \text{ Volt}.$$

Man findet so, im Gegensatz zu Liebenow, $\frac{dE}{dT}$ für Eisen grösser. Bei 15° C., der von Liebenow angewandten Temperatur, würde $\frac{dE}{dT}$ für Eisen etwas grösser sein, als bei 0° C.

Nach Bergets Daten bekommt man bei 15° C. für Kupfer

$$\frac{dE}{dT} = 2{,}04 \sqrt{\frac{1{,}045}{651300 \cdot 288}} = 0{,}0001519 \text{ Volt}$$

und für Eisen bei derselben Temperatur

$$\frac{dE}{dT} = 2{,}04 \sqrt{\frac{0{,}1587}{94100 \cdot 288}} = 0{,}0001561 \text{ Volt}.$$

Hier ist $\frac{dE}{dT}$ für Eisen wieder grösser als für Kupfer.

Was nun auch immer Liebenows allgemeine Theorie für sich haben mag, eine Revision seiner Berechnungen scheint doch nötig zu sein.

(Aus dem Englischen übersetzt von C. Fritsch.)

(Eingegangen 31. Juli 1900.)

REFERATE ÜBER DIE BERICHTE DES INTERNATIONALEN PHYSIKERKONGRESSES ZU PARIS.

G. Gouy, Über die Etalons der elektromotorischen Kraft.

Vorliegender Bericht enthält im wesentlichen eine Zusammenfassung von Untersuchungen, die das Clark- und Wertonelement zum Gegenstand haben. Es werden die Formen besprochen, die von verschiedenen Seiten für die beiden Normalelemente vorgeschlagen sind, und es wird dabei auf die einzelnen Faktoren hingewiesen, die den Betrag der elektromotorischen Kraft beeinflussen.

Folgende Originalabhandlungen sind berücksichtigt:

1) Hilbert, British Anna. report. 1896.
2) Latimer, Clark Philos. Transact. 164, 1874.
3) T.-T. Glazebrook, Philos. Transact. 183, 1893.
4) Callendar und Barnes Proceed. Royal Soc. 62. 1897.
5) Reyleigh, Philos. Transact. 175, 1884 u. 176, 1885.
6) Henderson, Philos. Magazine 1899.
7) Spiers, Trogman, Waters Philos. Magazine 45.
8) Wright, Thompson Philos. Magazine 16, 1883.
9) Cachart, Guthe Phys. Review 9, 1899.
10) Waidner, Mallory Philos. Mag. 48, 1899.
11) Gouy, Journal de phys. 7, 1888.
12) Gouy, Journal de phys. 9, 1895.
13) Gouy, Compt. rend. 1900.
14) Limp, Journal de phys. 5, 1896.
15) Annales de Chimie et de Physique 8, 1898.
16) Ostwald, Zeitsch. f. phys. Chem. 1.
17) Jaeger und Kahle, Wied. Ann. 45, 1898.
18) Jaeger, Wied. Ann. 65, 1898.
19) Kohnstamm und Cohen, Wied. Ann. 65, 1898.
20) Jaeger und Wachsmuth, Wied. Ann. 59, 1896.
21) Kahle, Wied. Ann. 51, 1894.

S. Oppenheimer.

(Eingegangen 15. Aug. 1900.)

H. Nagaoka, Über Magnetostriktion.

Die sehr komplizierten Deformationserscheinungen, welche ferromagnetische Körper im Magnetfelde zeigen, lassen auf den ersten Blick keine inneren Beziehungen erkennen. Auch sind die

Messungen auf diesem Gebiete ungemein schwierig, da es sich manchmal um Grössen molekularer Dimension handelt. Immerhin stehen im grossen und ganzen bei richtiger Interpretation der Versuchsergebnisse die Resultate mindestens in qualitativer Übereinstimmung. Und wenn auch keine der bisher aufgestellten Theorien imstande scheint, alle bezüglichen Erscheinungen zu erklären, so zeigt sich einerseits unverkennbarer Parallelismus mit den Erscheinungen der Elektrostriktion, andererseits ermöglicht die Umkehrbarkeit von Deformationen durch magnetische Kräfte und Einfluss mechanischer Kräfte auf die Magnetisierung eine relativ günstige Art der Beobachtung.

Die der Messung unterzogenen Grössen sind: Längenänderung, Volumänderung und Torsion, entstanden durch gleichzeitige Einwirkung longitudinaler und zirkularer Magnetisierung.

Die Längenänderung unter dem Einflusse des Magnetfeldes wurde an Eisen von Joule 1842 zuerst konstatiert, dann von Mayer 1872 (Histeresis der Erscheinung), Barett 1874 (Nickel zeigt entgegengesetztes Verhalten), Bidwell 1888 (Maximum beim Eisen für bestimmte Feldstärke), weiter verfolgt.

Die Messmethoden waren diejenigen mittelst eines Fühlhebels und mittelst der Interferenzstreifen. Der Verfasser verwendete bloss die erstere. Die angewandten Vorsichtsmassregeln richten sich hauptsächlich auf Elimination des Temperatureinflusses. Hierzu war der Fühlhebel nach Art eines Rostpendels gebaut, und es wurde sehr rasch gemessen. Auch legt der Verfasser Gewicht darauf, dass das zu untersuchende Objekt vollständig in einem homogenen Feld eingebettet sei und nirgends aus demselben herausrage.

Die Studien wurden zumeist an ovoidförmigem Material gemacht, und die Verlängerung wird für $H = 40$ *CGS* ein Maximum (3.10^{-6} bis 4.10^{-6} der ursprünglichen Länge). Bei steigender Feldstärke vermindert sich die Länge, und bei $H = 200$ ist diese bereits kleiner als im unmagnetischen Zustande. Die Kontraktion wächst dann weiter und scheint sich nicht asymptotisch einem bestimmten Werte zu nähern (selbst bei 2200 *CGS*). Der absolute Wert der Kontraktion ist dann rund $\frac{1}{100000}$. Ähnlich verhalten sich verschiedene Stahlsorten. Ein Nickelovoid zeigt Kontraktion, die relativ beträchtlich ist bei schwachen Feldern; sie wächst mit der Intensität des Feldes und nähert sich, ohne ein Maximum zu zeigen, asymptotisch einem Grenzwerte. Die Verkürzung ist stärker als beim Eisen, bei 2000 *CGS* $\frac{1}{30000}$ der ursprünglichen Länge. Ein spindelförmiges Stück Kobalt zeigte entgegengesetztes Verhalten wie Eisen, anfangs Kontraktion bis $H = 300$ *CGS*, dann Verlängerung. Bei 750 *CGS* hatte es seine ursprüngliche Länge.

Zu genauerem Studium wurde an einem Eisenovoid ein Kreisprozess durchgeführt. Magnetisiert man bis zur Kontraktion und vermindert dann die Feldstärke, so verlängert sich das Ovoid unter Anzeige von Hysteresis, d. h. es ist kürzer für gleiche Feldstärke bei abnehmendem H als bei steigendem. Für schwache Felder ist die Verlängerung grösser in der rückläufig absteigenden als in der ersten ansteigenden Kurve (H als Abscisse $\frac{\delta l}{l}$ als Ordinate.)

Das Ovoid beginnt bereits sich zu verkürzen, bevor das Feld Null erreicht ist. Bei Umkehr der Feldrichtung vermindert sich die Länge noch ein wenig mit wachsender negativer Feldstärke, passiert dann ein Minimum und beginnt sich wieder zu verlängern. Der Anstieg der Kurve ist ein relativ langsamer und man erreicht ein Maximum, symmetrisch dem Maximum, das auf der positiven Seite liegt. Von da an verkürzt sich das Ovoid rasch und nahezu spiegelbildlich zum Vorgang auf der positiven Seite. Die so erhaltene Hysteresiskurve ist zwar einigermassen kompliziert aber bezüglich des Feldes Null symmetrisch. — Die analoge Kurve für Kobalt verhält sich ganz ähnlich, diejenige für Nickel ist etwas einfacher, indem sie sich nur aus zwei Erhebungen zusammensetzt.

Die Resultate des Verfassers stehen im Einklange mit denen Bidwells. Letzterer sowie Brackett und Klingenberg haben weiter gezeigt, dass Belastung eines Eisendrahtes die Ausdehnung durch Magnetostriktion verringert. Bei Nickel bewirkt analoge Anbringung von Gewichten Verminderung der Kontraktion. Ausserdem zeigen sich noch Einflüsse der Struktur des Materiales, je nachdem bevorzugte Faserrichtungen vorhanden sind. Mit wachsender Temperatur wird beim Eisen das Maximum in der Richtung der stärkeren Felder verschoben, und beim Nickel wird die Kontraktion kleiner. Versuche an Wismuth ergaben noch keine einwandfreien Resultate.

Änderungen des Volumens nachzuweisen, ist Joule an Eisen nicht gelungen und ebensowenig Cantone, doch konnte letzterer an Nickel Volumänderung im Magnetfelde konstatieren. Knott wies an Eisen, Nickel und Kobalt Änderungen nach und Bidwell zeigte 1894, dass auch die Dichte des Eisens sich ändern müsse. Nach Messungen des Verfassers ist die Vergrösserung des Ovoidvolumens ausserordentlich gering und zwar für $H = 2000$, bei Nickel kleiner als 10^{-6}, bei Eisen nahezu 10^{-6}, für verschiedene Stahlsorten 2.10^{-6} bis 3.10^{-6} des ur-

sprünglichen Volumens. Die Volumänderung wächst regelmässig mit steigender Feldstärke.

Die ersten Untersuchungen über Detorsion eines Eisendrahtes unter Einfluss des Feldes und Torsion eines Drahtes unter gleichzeitiger Einwirkung longitudinaler und zirkularer Magnetisierung stammen von G. Wiedemann 1837. Krott fand 1883, dass sich Nickel in entgegengesetztem Sinne tordiert wie Eisen. Das gleiche konstatierten später der Verfasser und M. Honda, jedoch mit einer Ergänzung. Der Sinn der Torsion für Eisen und Nickel ist entgegengesetzt, solange die Longitudinalmagnetisierung schwach ist, bei wachsender Feldstärke geht der Effekt für beide Metalle durch ein Maximum, dessen Wert steigt mit der Zirkularmagnetisierung. Dann vermindert sich allmählich die Torsion und ändert ihren Sinn. (Dieser Umkehrpunkt wurde allerdings beim Nickel nicht erreicht.) Auch hier lassen sich wieder Hysteresis-Erscheinungen nachweisen, die entsprechende Kurve ähnelt einigermassen derjenigen für die Intensität der Magnetisierung, nur hat sie drei Erhebungen, wo jene bloss eine hat.

Die Theorie der angeführten Erscheinungen wurde zuerst von Maxwell in Angriff genommen, Helmholtz brachte einige allgemeine Gleichungen und Kirchhoff 1884 verdankt man die allgemeinsten Entwicklungen. Seine Gleichungen enthalten Ausdrücke, die sowohl die Verlängerungen als auch die Dichteänderungen enthalten. Cantone hat die entsprechenden Formeln auf ein Ovoid ausgedehnt und fand so

$$\frac{\delta l}{l} = \left[\frac{4\pi k^2}{4}\,\frac{1+\theta}{1+2\theta} + \frac{k-k'}{2(1+2\theta)} - \frac{k''}{2}\right]\frac{H^2}{E}$$

$$\frac{\delta v}{v} = \left[\pi k^2 + 2\,\frac{(k-k')}{4} - \frac{k''}{4}\right]\frac{H^2}{K(1+3\theta)}.$$

Darin ist E der Modul von Young, K der Festigkeitsmodul und die Konstante θ definiert durch

$$\frac{E}{2}\,\frac{1+2\theta}{1+3\theta} = K.$$

An der Ausarbeitung der Theorie beteiligten sich Lorberg, J. J. Thomson, Hertz, Heaviside und Pockels. Die Theorien versagen aber alle für das Innere des magnetischen Körpers und der Verfasser meint daher, dass die Suche nach einer befriedigenden Theorie noch verfrüht sei, solange die Natur des Phänomens nicht genügend bekannt ist. Er empfiehlt zunächst die reziproken Beziehungen zwischen den mechanischen Einflüssen auf den Magnetismus und den Deformationen, die durch Magnetisierung entstehen, genau zu untersuchen. Er zeigt dann, dass man aus der Kirchhoffschen Theorie für die Änderung der Suszeptibilität (δk) eines gleichförmig magnetisierten Eisendrahtes bei Verlängerung um λ die Formel erhält

$$\delta k = \left[k'\,\frac{E}{K} - 3\left(k' + \frac{1}{3}k''\right)\lambda\right]$$

und für die Änderung der Magnetisierung infolge Änderung des Volumens (σ) durch hydrostatischen Druck

$$\delta I = -H\left(k' + \frac{1}{3}k''\right)\sigma.$$

Weiteres erhält man

$$\lambda = \frac{\delta l}{l} = \frac{I^2}{E}\left(2\pi + \frac{k-k'}{4k^2} - \frac{k''}{4k^2}\right)$$

$$\sigma = \frac{\delta v}{v} = \frac{I^2}{E}\left(\pi + \frac{3(k-k')}{4k^2} - \frac{k''}{4k^2}\right).$$

Daraus ist die Beziehung zwischen k' und k'' zu gewinnen.

Eine andere Methode um k'' zu bestimmen ergiebt die Torsion. Der Mittelwert der zirkularen Magnetisierung, erzeugt durch Torsion eines logitudinalmagnetisierten Drahtes von Radius R, ist $-\frac{1}{3}\omega k'' HR$, worin ω den Torsionswinkel bezeichnet, und der Mittelwert der longitudinalen Magnetisierung, wenn durch einen Strom von der Intensität C zirkular magnetisiert wird, $-\frac{1}{3}\omega k'' C$.

Da sich der Verfasser gerade von den Wechselbeziehungen zwischen mechanischen Kräften und Magnetisierung in Zukunft, etwa unter Anwendung thermodynamischer Betrachtungen, die Entwicklung einer exakten Theorie verspricht, sind die bereits erwähnten Versuchsergebnisse in einer übersichtlichen Parallelstellung in der Abhandlung p. 16 und 17 nochmals zusammengefasst.

Noch muss erwähnt werden, dass ein ganz geringer Fehler in der Bestimmung der Koeffizienten k' und k'' genügt, um den Sinn der Erscheinung umzukehren. So erhielt der Verfasser an einem spindelförmigen Nickelstück Volumenverminderung, während ein Ovoid desselben Materiales Volumvermehrung ergab.

Im obigen stellte der Verfasser sich auf den Standpunkt Kirchhoffs. Helmholtz hat als Hypothese eingeführt, dass zwischen magnetisiertem Körper und Luft sich Übergangschichten befinden, so dass k' und k'' sich nicht plötzlich ändern. Dies erfordert jedenfalls sorgfaltiges Studium der mechanischen Vorgänge in der begrenzenden Luftschicht. Wiedemann dachte sich die Molekule in Rotationsbewegung begriffen.

Mit der Änderung der Temperatur, welche die Deformationen begleitet, hat man sich wenig befasst. Nimmt man an, dass die Deformation ausschliesslich mechanischer Natur sei, so ist die Temperaturänderung durch Magnetisierung von $H = 0$ bis $H = 1000$ für Eisen 0.00025^0,

für verschiedene Stahlsorten 0.00050° bis 0.00080°, für Nickel 0.00013°. Es ist von Interesse, hervorzuheben, dass diese Temperaturschwankungen von gleicher Grössenordnung sind, wie die Erwärmung durch Hysteresis.

Am Schlusse der Abhandlung befindet sich noch eine tabellarische Zusammenstellung der Werte von $I\frac{\delta l}{l}$, $\frac{\delta v}{v}$ k' und k'' in absoluten Einheiten für Eisen, Stahl und Nickel nach den Untersuchungen, die der Verfasser gemeinsam mit Herrn Hinda ausgeführt hat.

St. Meyer (Wien).

(Eingegangen 6. August 1900.)

E. Mathias. Die Methoden zur Bestimmung der kritischen Konstanten und die Resultate, welche dieselben geliefert haben. 17 Seiten.

Der vorliegende Bericht zerfällt in vier Hauptabschnitte, nämlich: 1. Homogene Körper, 2. Mischungen, 3. Resultate und 4. Schlussfolgerungen. Bei weitem am ausführlichsten sind die Methoden zur Bestimmung der kritischen Konstanten besprochen, ihre etwaigen Fehler behandelt und ihre theoretischen Grundlagen wenigstens in den Hauptzügen dargestellt. Ein Anhang enthält ausserdem noch eine mathematische und kritische Besprechung der optischen Methode zur Bestimmung der kritischen Temperatur und der kritischen Dichte und des Phänomens von Cagniard-Latour.

Zunächst werden die kritischen Konstanten definiert. Trägt man in ein Koordinatennetz mit p als Ordinate und v als Abszisse eine Reihe von Isothermen eines absolut homogenen Körpers ein, so erhält man oberhalb der kritischen Temperatur eine Reihe von Kurven, welche die Abnahme des Volums mit steigendem Druck zeigen. Bei der kritischen Temperatur läuft die Kurve eine kleine Strecke parallel der Abszissenachse. Unterhalb der kritischen Temperatur zeigen die Kurven, solange der Körper gasförmig ist, die starke Abnahme des Volums mit steigendem Druck; sobald der Körper sich kondensiert, bleibt der Druck konstant, während das Volum abnimmt, darauf fällt die Kurve wieder für den flüssigen Aggregatzustand. Der kritische Punkt kann definiert werden als der Wendepunkt der einen Isotherme, wo die Tangente der Abszissenachse parallel läuft oder als die Spitze der Sättigungskurve. Aus diesen beiden Definitionen ergeben sich zur Bestimmung der kritischen Konstanten eines homogenen Körpers zwei wesentlich verschiedene Methoden. Bei der ersten werden hauptsächlich die Eigenschaften im gasförmigen Zustande untersucht, während im zweiten Falle ausschliesslich der Zustand des gesättigten Dampfes berücksichtigt wird. Die Methode, welche diesem zweiten Falle angehört, ist besonders von S. Young und Amagat benutzt worden. Bei den hierhingehörigen Versuchen genügt es die Dichten der Flüssigkeit und des gesättigten Dampfes und ferner den Druck des gesättigten Dampfes zu bestimmen. Bei konstanter Temperatur werden in einer graduierten und kalibrierten Röhre die Volumina des Dampfes und der Flüssigkeit beobachtet. Da man die Gesamtmenge der eingeführten Substanz kennt, so hat man unmittelbar bei der Beobachtungstemperatur eine erste Beziehung zwischen den beiden Dichten. Die zweite erhält man, indem man ein bekanntes Volum der Flüssigkeit verdampft und das Volum des daraus entstehenden gesättigten Dampfes bestimmt. Man erhält so unmittelbar das Verhältnis der beiden Dichten und infolgedessen zwei Beziehungen zwischen den beiden Dichten, aus denen man die letzteren genau berechnen kann.

Hat man so die Beziehung zwischen den beiden Dichten bei verschiedenen Temperaturen und die kritische Temperatur ermittelt, so lassen sich die beiden anderen kritischen Grössen leicht ableiten. Die kritische Temperatur erhält man entweder durch direkte Beobachtung oder auf graphischem Wege.

Die zweite Methode kann man als die Andrewssche bezeichnen. Eine grosse Reihe von Isothermen werden in ein Koordinatennetz eingetragen und aus der Gesamtheit der Messungen die Zustandsgleichung $f(p, v, T) = 0$ abgeleitet. Nach der Methode von Sarrau oder durch Auflösung der drei simultanen Gleichungen.

$$f(p, v, T) = 0; \quad \frac{dp}{dv} = 0; \quad \frac{d^2 p}{dv^2} = 0$$

ergeben sich die kritischen Konstanten. Diese Methode ist weniger direkt als die erste, sie erfordert ausserdem die Aufstellung der Zustandsgleichung, was mit beträchtlichen Schwierigkeiten verbunden ist. Beide Methoden verlangen, dass die Körper, mit denen man experimentiert, absolut rein sind; die geringsten Verunreinigungen veranlassen sehr grosse Fehler.

Die Methoden, welche zwei kritische Konstanten eines homogenen Körpers geben, lassen sich in zwei Gruppen einteilen. Bei der ersten, welche zu gleicher Zeit die kritische Temperatur und den kritischen Druck zu bestimmen erlaubt, bedient man sich metallischer, undurchsichtiger Gefässe; sie ist besonders für solche Stoffe geeignet, welche das Glas angreifen. Bei der anderen Gruppe wird die Substanz in einem

graduierten, zugeschmolzenen Glasgefässe beobachtet; hier erhält man unmittelbar die kritische Temperatur und Dichte.

Zur ersten Gruppe gehören die Methoden von Cailletet und Colardeau, ferner die von Wroblewski und Olszewski. Die Methode der beiden französischen Physiker besteht darin, verschiedene Mengen einer Flüssigkeit in eine Stahlröhre einzuschliessen und für jedes Flüssigkeitsverhältniss bei verschiedenen Temperaturen die Dampfdrucke bei konstantem Volum zu ermitteln. Trägt man die erhaltenen Resultate in ein Koordinatennetz mit der Temperatur als Abszisse und dem Drucke als Ordinate ein, so erhält man folgendes Bild. Solange Flüssigkeit und Dampf in der Versuchsröhre enthalten ist, ist der Dampfdruck unabhängig von der Flüssigkeitsmenge. Wir wollen einmal annehmen, es sei zu wenig Flüssigkeit in der Röhre enthalten. Bei einer bestimmten Temperatur wird dieselbe verdampfen, und es wird jetzt bei konstantem Volum der Druck nur langsam mit der Temperatur steigen. Ist umgekehrt zu viel Flüssigkeit in der Röhre enthalten, so wird schliesslich nur Flüssigkeit in der Röhre enthalten sein, und es wird, um dieses Volum konstant zu halten, der Druck bei Steigerung der Temperatur sehr stark vergrössert werden müssen. Dies drückt sich sehr scharf in den Kurven aus. Aus dem Verschwinden dieser Unregelmässigkeiten lässt sich die kritische Temperatur und Druck ermitteln.

Die zweite hierhingehörige Methode ist von Olszewski und Wroblewski bei ihren bekannten Untersuchungen über die kritischen Konstanten der verflüssigten Gase angewandt worden. Da dieselbe zu ihrer Zeit in allen Tageszeitschriften geschildert und die Beschreibung in die meisten ausführlichen Lehrbücher der Physik übergegangen ist, so braucht sie hier nicht berücksichtigt zu werden.

Bei der zweiten Gruppe wird die zu untersuchende Flüssigkeit in ein Glasrohr eingeschmolzen und aus dem Verschwinden des Meniskus die kritische Temperatur und Dichte ermittelt. Die Methode beruht auf dem folgenden Satze: Der Meniskus einer Mischung von Flüssigkeit und Dampf verschwindet genau bei der kritischen Temperatur, wenn die mittlere Dichte des Gemenges gleich ist der kritischen Dichte der Substanz. Es ist ohne weiteres klar, dass, wenn diese Bedingung erfüllt ist, die Flüssigkeit gerade die Hälfte der Röhre ausfüllen muss; der Experimentator hat hierauf sein besonderes Augenmerk zu richten. Die Methode giebt leicht die kritische Dichte und die kritische Temperatur, sie beruht aber auf einer Hypothese, die nach den Untersuchungen von S. Young am Pentan nur angenähert richtig ist.

Von den Methoden, welche eine einzige kritische Konstante geben, sind in der Abhandlung vier besprochen. Die erste beruht auf der Thatsache, dass bei der kritischen Temperatur die Dichte der Flüssigkeit und des Dampfes gleich ist. Sie ist von Nadejdine zur Bestimmung der kritischen Temperatur des Wassers und Broms benutzt worden. Eine Röhre aus innen platiniertem oder versilbertem Stahl wird wie der Wagebalken auf eine Schneide gelegt. Solange Flüssigkeit in der Röhre ist, wird das eine Ende der Röhre nach der einen Seite hinabsinken. Sobald sie sich wagerecht einstellt, ist die kritische Temperatur erreicht. Die zweite Methode beruht auf der Thatsache, dass, sobald die kritische Temperatur erreicht ist, der Unterschied des Brechungsexponenten zwischen Flüssigkeit und Dampf verschwinden muss. In den Händen von Chappuis und Galitzine hat sie sehr zuverlässige Daten gegeben. Eine dritte Methode gründet sich auf die kapillare Steigung. Eine Röhre von sehr kleinem Durchmesser wird in eine grössere Röhre gebracht. Man erhitzt bis der Meniskus verschwindet, dann ist die kapillare Steigung Null. Schliesslich lässt sich noch die kritische Temperatur angenähert aus der kritischen Temperatur von Mischungen berechnen, nach der Formel von Strauss-Pawlewski:

$$T = \frac{\alpha\tau + \beta\tau'}{\alpha + \beta},$$

wo T die kritische Temperatur der Mischung, τ und τ' die der beiden Substanzen, α und β die Mengen der beiden Substanzen bedeuten, Die Regel ist aber nur angenähert richtig und versagt vollständig, wenn die eine Substanz nur in geringer Menge vorhanden ist, wie eingehende Versuche, besonders von Kuenen, dargethan haben.

Zahllos sind die empirischen Regeln, welche angegeben worden sind, um die kritischen Konstanten aus anderen Eigenschaften zu berechnen. So soll z. B. nach Guldberg, Guye und Pawlewski eine Beziehung zwischen absolutem Siedepunkt bei Atmosphärendruck und der absoluten kritischen Temperatur bestehen — nach Pawlewski soll diese Differenz konstant sein, ferner sind Regeln angegeben, um den kritischen Druck und die kritische Dichte zu berechnen. Alle sind rein empirisch, teils sind sie ungenau, oder höchstens beschränken sie sich auf ähnlich gebaute z. B. homologe Körper, sodass sie hier übergangen werden können.

Der zweite Abschnitt bezieht sich auf Gemenge zweier Körper. Die Verhältnisse, welche besonders von Kuenen untersucht worden sind, sind äusserst verwickelt und je nach der Natur der Mischung beider Körper verschieden.

Die Resultate der verschiedenen Beobachter über kritische Konstanten weichen vielfach stark

von einander ab. Zum geringsten Teil rührt dies von der Methode her, in viel höherem Masse von der Unreinheit der benutzten Substanzen bezw. von der leichten Zersetzbarkeit vieler organischer Präparate. So schwanken z. B. die Angaben über die kritischen Temperaturen der folgenden Körper zwischen den Grenzen:

Chlor	+ 141,00° C.	bis		148,0°
Schwefelkohlenstoff	+ 273,05° C.	„		279,6°
Diäthylamin	+ 216,00° C.	„		222,9°
Methan	— 73,05° C.	„	—	99,5°
Trimethylaethylen	+ 201,00° C.	„	+	208,0°
Benzol	+ 280,06° C.	„	+	296,4°
Siliciumtetrachlorid	+ 221,00° C.	„	+	230,0°
Chloroform	+ 258,08° C.	„	+	288,0°

Noch viel grösser sind die Schwankungen in den Angaben über kritische Drucke.

Chlor	83,09 Atm.	bis	93,5	Atm.
Schwefelkohlenstoff	72,09 „	„	78,4	„
Chlorwasserstoff	83,00 „	„	96,0	„
Äthylen	51,00 „	„	58,0	„
Benzol	47,09 „	„	60,5	„
Kohlenstofftetrachlorid	44,97 „	„	58,1	„
Methylchlorid	64,98 „	„	73,0	„

Hieraus und aus direkten Messungen geht hervor, dass Spuren von Verunreinigungen die kritischen Konstanten ausserordentlich stark beeinflussen.

Zieht man aus allen bisher ausgeführten Untersuchungen einen Schluss, so ergiebt sich, dass sich, wenn es gilt, alle drei kritischen Grössen zu bestimmen, die Methode von Young und Amagat, welche auf den Überlegungen über die gesättigten Dämpfe beruht, empfiehlt. Durch Fortsetzung der Untersuchungen nach der Methode von Andrews würde man allerdings wohl eher zu einer befriedigenden Zustandsgleichung gelangen.

Sucht man nur die kritische Temperatur und den kritischen Druck, so dürfte die Methode von Cailletet und Colardeau die beste sein. Für die Ermittelung der kritischen Temperatur allein dürfte sich die Methode von Chappuis, welche auf der Änderung des Brechungsexponenten beruht, am meisten empfehlen. Jedenfalls muss das ganze Gebiet nach allen Richtungen hin noch gründlich experimentell und theoretisch durchforscht werden, um die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen aufzuklären.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 2. August 1900.)

Th. Schwedoff, Die Starrheit der Flüssigkeiten.

Durch die Arbeiten von Tresca und Spring ist sicher gestellt, dass die festen Körper sich unter gewissen Bedingungen wie Flüssigkeiten verhalten.

Der erste Versuch, zu zeigen, dass die Flüssigkeiten trotz der Beweglichkeit ihrer Teilchen eine charakteristische Eigenschaft der festen Körper, nämlich die Steifheit besitzen, rührt von Maxwell her, der zeigte, dass, wie Glas unter Druck die polarisierende Eigenschaft des Kalkspaths erhält, so auch eine Flüssigkeitsschicht durch geeignete Deformation die Fähigkeit erlangt, einen durch einen Nikol ausgelöschten Lichtstrahl zum Vorschein zu bringen.

Die Annahme, dass das Polarisationsvermögen von der Viskosität des Stoffes abhängen sollte, eine Eigenschaft, die festen wie flüssigen Substanzen gemeinsam sei, bestätigte sich nicht, als sich zeigte, dass Kanadabalsam, Gelatinelösung, Rizinusöl und Olivenöl diese Fähigkeit im höchsten Maasse besitzen, während Glyzerin, Zuckersyrup, Lösung von Gummi arabicum auch bei grösster Deformation wirkungslos bleiben, obwohl letztere eine 400 mal grössere Viskosität besitzen. Da das Polarisationsvermögen von der Elastizität der in der Flüssigkeit eingeschlossenen Ätherteilchen abhängt, so wendet der Verfasser, um eine Flüssigkeit auf ihre Viskosität zu prüfen, die Torsionswage an. Ein mit Schrot beschwerter Glascylinder hängt inmitten eines ebensolchen Gefässes an einem Stahldraht. Der Raum zwischen beiden Gefässen ist mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefüllt. Dreht man den Draht an seinem oberen Ende um den Winkel δ, so erteilt der Cylinder der Flüssigkeit eine Drehung ω.

Bei einer Flüssigkeit ohne Viskosität dreht sich infolge der Reibung der Cylinder immer langsamer, bis ω gleich δ wird, während im anderen Fall bald der Cylinder zur Ruhe kommt, da sich ein Gleichgewichtszustand herstellt zwischen der Torsionskraft des Drahtes und der Viskosität der Flüssigkeit. Die Winkel ω und δ wurden durch Lichtstrahlen gemessen, die 2 Spiegel reflektierten; der eine befand sich am Cylinder befestigt, der andere am oberen Ende des Stahldrahtes. Die Versuche wurden bei 18° mit einer Lösung vorgenommen, die 5 g Gelatine in 1 Liter enthielten. Die Theorie der Untersuchungsmethode führt uns zu folgender Gleichung

$$E = a\frac{\delta}{\omega}$$

worin E der Modul der Steifheit und a ein Faktor ist, der von den Dimensionen des Apparates abhängt. Der Verfasser gelangt zu folgenden Resultaten:

1. „E ist gleich 0,535 Dynen pro cm^2 d. h. die Steifheit der Flüssigkeit ist 1 Trillion 840 Billionen mal schwächer als bei Stahl.

2. Die Elastizität der Flüssigkeit ist eine vollkommene, wenn die Deformation eine gewisse Grenze λ nicht überschreitet und nur einen Augenblick dauert.

3. Wenn die wirkliche Deformation eine Zeit lang diese Grenze λ überschreitet, bleibt eine Deformation ϱ zurück, indem die Flüssigkeit nicht mehr in ihre alte Lage zurückkehrt.

4. Die Gegenkraft F der Flüssigkeit ist nicht ε proportional, sondern der Differenz $\varepsilon - \varrho$, die wir mit α bezeichnen wollen. Man hat also

(I) $$\alpha = \varepsilon - \varrho; \quad F = E\alpha = E(\varepsilon - \varrho).$$

5. Bei konstantem ε wächst ϱ mit der Zeit

(II) $$\frac{d\varrho}{dt} = \beta(\alpha - \lambda)$$

β ist der Proportionalitätsfaktor, der angiebt, mit welcher Geschwindigkeit ϱ zunimmt, wenn die Differenz $\alpha - \lambda$ gleich der Einheit ist.

6. Da ϱ mit der Zeit zunimmt, muss F abnehmen nach Gleichung (I). Die Gegenkraft wird schwächer.

Es zeigt sich also, dass bei den äussersten Grenzen der Kohäsion dieselben Erscheinungen auftreten, die die Deformation fester Körper begleiten.

Durch mathematische Behandlung der erzielten Resultate erhält man folgende Gleichung

(III) $$\varrho = (\varepsilon - \lambda)(1 - e^{-\beta t}),$$

worin t die Dauer der wirklichen Deformation bedeutet. Die Formeln (I), (III) zeigen, dass die Gegenkraft der Deformation asymptotisch dem Grenzwert $F = \varepsilon\lambda$ zustrebt, d. h. dem Wert an der Grenze vollkommener Elastizität. Wir bezeichnen diesen Grenzwert mit b. Wir können jetzt auch eine andere Frage in Angriff nehmen, mit der sich schon Maxwell beschäftigt hat, nämlich nach der Beziehung zwischen innerer Reibung einer Flüssigkeit und ihrer Steifheit.

Ein Flüssigkeitswürfel erleide während der Zeit dt eine wirkliche Deformation $d\varepsilon$ mit der Geschwindigkeit v, die wir konstant setzen. Während der gleichen Zeit bilde sich eine Deformation $d\varrho$, die bestehen bleibt. Die Gegenkraft der Flüssigkeit dF, ist proportional der Differenz $d\varepsilon - d\varrho$ oder gleich $d\alpha$ der Gleichung (I)

(IV) $$dF = Ed\alpha = F(d\varepsilon - \delta\varrho).$$

Da $dt = \frac{\delta\varepsilon}{v}$ ist und unter Berücksichtigung von Gleichung (I), (II), (III) erhält man durch Integration von (IV)

$$\varepsilon = -\frac{v}{\beta}\log\left(E + f\frac{\beta}{v} - F\frac{v}{\beta}\right) + \text{const.}$$

Die Integrationskonstante ist durch die Bedingung bestimmt, dass

für $\varepsilon = 0$ man $F = 0$ erhält.

Also ergiebt sich

(V) $$F = \frac{v}{\beta}\left(E - \frac{\beta}{v}f\right)\left(1 - e^{-\frac{\beta}{v}\varepsilon}\right).$$

Unter der Annahme, dass die Deformation der Flüssigkeit andauert, wie dies bei der inneren Reibung verwirklicht ist, strebt ε dem Unendlichen zu und man erhält

$$F = \frac{v}{\beta}\left(\varepsilon + \frac{\beta}{v}f\right)$$

oder

(VI) $$\frac{F}{v} = \frac{\varepsilon}{\beta} + \frac{f}{v}.$$

Da $\frac{F}{v}$ $(= \eta)$ nichts anderes ist als der innere Reibungskoeffizient, so führt uns die Gleichung

$$\eta = \frac{\varepsilon}{\beta} + \frac{f}{v}$$

zu dem unerwarteten Resultate, dass die Viskosität einer Flüssigkeit abhängen kann von der Schnelligkeit der Deformation.

Um diese Folgerung zu prüfen, misst der Verfasser den inneren Reibungskoeffizienten von Glyzerin und Gelatine. Es zeigt sich, dass η bei Glyzerin, dessen f so gut wie Null ist, sich mit der Geschwindigkeit v nicht ändert, während die Viskosität von Gelatine, dessen f nicht unbedeutend ist, auf den sechsfachen Betrag steigen kann, wenn die Geschwindigkeit v auf ein Zehntel des früheren Betrages herabsinkt. Ein Glaswürfel, den man der Scherung unterwirft, erlangt die Eigenschaft der Doppelbrechung, und zwar bilden die beiden Strahlen einen rechten Winkel und sind um 45° gegen die Scherungsachse geneigt. Diese Thatsache stimmt mit der Elastizitätstheorie der festen Körper überein.

Die Untersuchungen von Kundt haben jedoch bewiesen, dass bei einigen Flüssigkeiten der Winkel weit von 45° entfernt ist. Verfasser zeigt, dass die Elastizitätstheorie nur feste Körper berücksichtigt, die vollkommen elastisch sind und deren bleibende Deformation gleich Null ist, während sie doch bei Flüssigkeiten eine beträchtliche Grösse erreichen kann. Zieht man diesen Umstand in Betracht, so gelangt man zu dem Resultate, dass der Winkel ψ, den die Achse der maximalen Torsion mit der Normalen auf der Scherungsebene bildet, bestimmt ist durch die Gleichung

(VII) $$\operatorname{tang} 2\psi = -\frac{2}{\alpha},$$

d. h. ψ kann nur 45° betragen, wenn $\alpha = 0$ ist, ein Fall der bei festen Körpern angenähert zutrifft.

Unter Berücksichtigung von (I) und (VI) findet man

$$\eta v = F = E\alpha = \frac{-2E}{\operatorname{tang} 2\psi}$$

oder

$$E = -\frac{1}{2}\eta v \operatorname{tang} 2\psi.$$

Da die Grössen η, v, ψ der direkten Messung zugänglich sind, so giebt die letzte Gleichung ein Mittel an die Hand, die Steifheit von Flüssigkeiten zu bestimmen.

Da z. B. Kundt gefunden hat, dass für Kollodium $\psi = 65^0$ und $\eta = 0{,}36^0$ ist und man die Geschwindigkeit auf 2500 schätzen kann, so beträgt

$$E = 542 \text{ Dynen pro } cm^2,$$

d. h. Kollodium ist 200 Millonen mal weniger steif als Stahl.

S. Oppenheimer.

(Eingegangen 15. August 1900.)

REFERATE.

Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. Des Coudres.

Der Telephonograph.[1])

Von Ernst Ruhmer, Berlin.

Ausser dem in Heft 43 dieser Zeitschrift beschriebenen Drahttelephonographen, der auf der Pariser Weltausstellung im Betrieb vorgeführt wird, bedient man sich, insbesondere zur Aufzeichnung längerer Gespräche, des Bandtelephonographen. Als Gesprächsträger dient bei demselben ein etwa 3 mm breites und 0,05 mm dickes kontinuierliches Stahlband, welches nach erfolgter Quermagnetisierung (Fig. 1) wie der

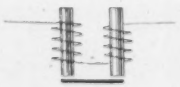

Fig. 1.

Papierstreifen eines Morseapparates aufgewickelt wird. Fig. 2 stellt den von der Firma Mix & Genest gebauten Versuchsbandtelephonographen dar, an dem die Grundlagen für zweckmässige Gebrauchsformen gewonnen werden sollen.

Im folgenden möge zunächst kurz auf die Verwendung des Draht- resp. Bandtelegraphons als eigentlicher Telephonograph, d. h. als Ferngesprächsschreiber eingegangen werden.

Fig. 3 giebt ein schematisches Bild von der Verbindung eines Telegraphons mit einer gewöhnlichen Telephonstation.

Die Anwendung des Drahttelephonographen hat den Zweck, bei Abwesenheit des Telephonabonnenten dem Anrufenden eine kurze Mitteilung zugehen zu lassen, etwa: „Ich bin nicht

1) Vergl. Heft 38 und 43 dieser Zeitschrift.

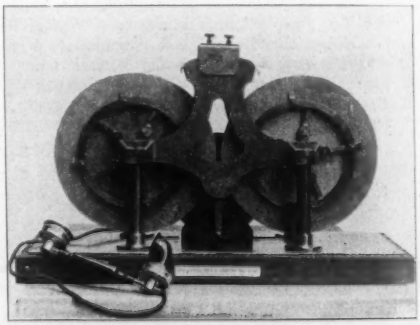

Fig. 2.

zu Hause, kehre um 5 Uhr zurück, bitte klingeln Sie später nochmals an.“ Der Bandtelephonograph gestattet aber auch die automatische Niederschrift des ganzen Telephongesprächs in Abwesenheit des Angerufenen.

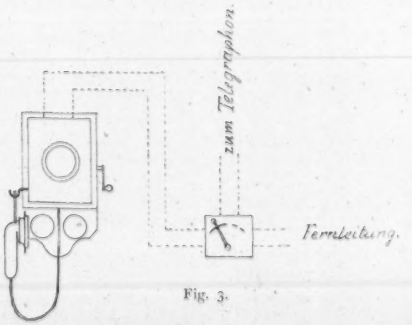

Fig. 3.

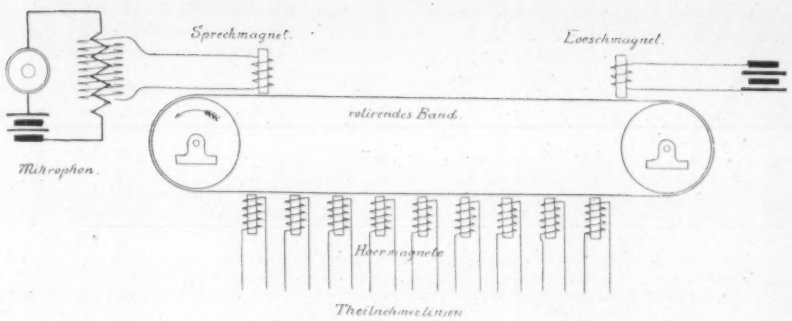

Fig. 4.

Ferner sei noch auf einige interessante Anwendungen des telegraphonischen Prinzips hingewiesen.

Da das dem Stahlbande magnetisch aufgeprägte Gespräch beliebig oft abgehört werden kann, ohne dass eine wesentliche Schwächung der Lautstärke zu konstatieren ist, so kann man ein und dasselbe Gespräch von einem Stahlband in eine beliebig grosse Anzahl von Telephonleitungen übertragen.

Die Anordnung ist in diesem Fall derart, dass ein endloses Stahlband auf den Umfang einer rasch rotierenden Trommel gespannt ist, oder über zwei Rollen läuft (Fig. 4). Das mittelst eines Sprechmagneten beschriebene Stahlband transportiert das magnetisch fixierte Gespräch weiter und giebt es nacheinander an eine den angeschlossenen Abonnenten dieser Telephonzeitung entsprechende Anzahl von Abhörmagneten wieder ab. Nachdem das Band den Hörmagneten des letzten Abonnenten passiert hat, werden mittels eines von einem schwachen Gleichstrom durchflossenen Löschmagneten, die den Schalloscillationen entsprechenden magnetischen Berge und Thäler wieder nivelliert, sodass das Band von neuem beschrieben werden kann. Eine dauernde Aufbewahrung der Magnetschrift findet hier also nicht statt. Dieser telegraphonische Multiplikator dient dazu, telephonische Mitteilungen oder theatrophonische Übertragungen massenhaft zu verbreiten.

Neuerdings sind auch mit Erfolg rotierende Scheiben mit einem seitlichen ringförmigen Stahl- resp. Nickelbelag zur Erreichung desselben Resultates zur Anwendung gelangt.

Sorgt man dafür, dass die von dem Stahlbande an die einzelnen Teilnehmerhörmagnete zeitlich aufeinanderfolgend abgegebenen Stromimpulse in gleichzeitige umgesetzt werden und leitet alle einzelnen Abonnentenleitungen einem einzigen Telephon zu, so wird durch Superposition der Wirkungen die Lautwirkung bedeutend erhöht. Von den zwei Methoden, die abgegebenen Impulse in gleichzeitige zu verwandeln, sei hier die folgende etwas eingehender besprochen. Der Apparat besteht aus n parallelen Stahldrähten, die z. B. über den Umfang einer rotierenden Trommel gespannt sind (Fig. 5).

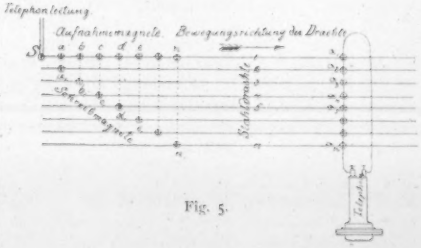

Fig. 5.

S ist ein Sprechmagnet, welcher von dem in der sekundären Wicklung des Mikrophontransformators erzeugten Induktionsströmen umflossen wird; die Elektromagneten a, a_1, b, b_1 . . . . n, n_1 sind paarweise hintereinander geschaltet; die Abnehmemagneten α_1 . . . . . α_n sind mit einem Telephon in Serie geschaltet.

Die von dem Elektromagneten S dem Drahte 1 aufgeprägte Magnetschrift passiert bei Rotation der Trommel nacheinander die Abhörmagnete a, b, c, . . . n. Die in den Windungen erzeugten Induktionsströme umfliessen die entsprechenden Schreibmagnete a_1, b_1, c_1 . . . . . n_1 und beschreiben die Stahldrähte 2, 3 . . . . n. Alle einem auf dem Drahte 1 befindlichen magnetischen Eindruck entsprechenden Eindrücke auf den Drähten 2, 3, ... n passieren gleichzeitig die Elektromagnete α_1, α_2, α_3 . . . . . α_n. Die in jedem einzelnen dieser Elektromagnete erzeugten elektromotorischen Kräfte addieren sich

und verstärken den im eingeschalteten Telephon erzeugten Ton. Dieses Verfahren der Lautverstärkung giebt in einfacher Weise die Lösung eines der wichtigsten und bisher vergeblich gesuchten Problems, nämlich die Konstruktion eines Telephonrelais.

Eine andere nicht minder wichtige Anwendung des telegraphonischen Prinzips entspringt aus der Möglichkeit, gleichzeitig mehrere Telephongespräche auf einer Fernleitung zu übertragen — die Möglichkeit der Multiplex-Telephonie.

Das Prinzip der von einem Mitarbeiter Poulsens, dem dänischen Ingenieur P. O. Pedersen angegebenen Anordnung ist bereits in Heft 38 dieser Zeitschrift behandelt worden. Dort wurde im besonderen auf die Duplextelephonie des Näheren eingegangen; natürlich ist das Verfahren auch für den Fall der Vielfachtelephonie ausdehnbar, nur werden dann die an der Aufgabe- und Empfangsstation notwendigen Magnetkombinationen etwas komplizierter.

Auf die Duplex- und Mehrfachtelephonie soll demnächst ganz ausführlich eingegangen werden.

Wie man ersieht, ist die Anwendung des telegraphonischen Prinzips auf telephonischem Gebiete von einschneidender Bedeutung; die Poulsen'sche Erfindung eröffnet ein neues und ausgedehntes Feld.

Berlin, 17. August 1900.

(Eingegangen 18. August 1900.)

BESPRECHUNGEN.

J. Panaotović, Chemisches Hilfsbuch. Dümmler, Berlin 1900. Preis M. 2.—.

Das kleine Büchlein enthält in acht Tabellen für den Chemiker wichtige Zahlen, deren Auswahl anscheinend für den praktischen Zuckerchemiker getroffen ist. Für wissenschaftlichen Bedarf kann sich diese Zusammenstellung in keiner Weise mit den bekannten F. W. Küsterschen Logarithmischen Rechentafeln messen, die soeben in 2. Auflage erschienen sind.

R. A.

R. Ed. Liesegang, Photographische Physik (mit Ausnahme der Optik). Liesegang, Düsseldorf 1899. Preis M. 2.—.

Das kleine Büchlein bietet nicht ein Lehrbuch, dazu ist es zu wenig umfangreich, sondern im wesentlichen eine abgerundete Zusammenstellung von Forschungen, Beobachtungen und Ansichten des Verfassers über die mannigfachsten Kleinigkeiten, die dem wissenschaftlich denkenden Photographen aufstossen und die den Verfasser zu seinen Versuchen angeregt haben. Wer selbst nicht die inneren Gründe solcher kleinen Auffälligkeiten gesucht hat, wird erstaunt über die schöne theoretische Beute solcher „Niederjagd" sein. Es ist unmöglich, in einem Referat näher auf den mannigfachen Inhalt des Buches einzugehen, nur sei erwähnt, was den wesentlichen Gegenstand der Hauptabschnitte bildet: Dicke der photographischen Schicht, Diffusionsvorgänge in derselben, Verteilung des Silbers in ihr; Farbe und Körnigkeit des Silberniederschlags in verschiedenen Emulsionen; Haltbarkeit der Bilder und Physik des Tonungsprozesses; die physikalischen Unterschiede der verschiedenen Bindemittel, wie Gelatine, Collodium, Albumin; Besonderheiten der Gelatine; nascierendes Silber; Physik der Chromatverfahren. Fast überall ergiebt sich eine einheitliche Auffassung der Vorgänge, welche dieselben ungezwungen darstellt, und welche meist auch für die photographische Praxis unmittelbar nützliche Ergebnisse liefert. Deshalb ist das anspruchslose Büchlein dem Theoretiker und Praktiker gleich warm zu empfehlen.

R. A.

Personalien.

In San Francisco starb am 13. August, 43 Jahre alt, Professor James E. Keeler, der Direktor des Lick-Observatoriums.

In der philosophischen Fakultät der Universität Leipzig hat sich Herr Dr. M. Bodenstein, bisher Privatdozent an der Universität Heidelberg, für physikalische Chemie habilitiert.

Der Direktor der Fachschule für Holzindustrie in Villach, Dozent E. Pliwa wurde interimistisch mit dem Lehramt für mechanische Technologie und des forstlichen Bau- und Maschinen-Ingenieurwesens an der Wiener Hochschule für Bodenkultur betraut.

Der Abteilungsvorsteher am chemischen Institut der Universität Breslau, Privatdozent Prof. Dr. Abegg, ist zum a. o. Professor ernannt worden.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.